

アインシュタインは正しいか？
-EPRパラドックスを検証する-

大西 隆雄, 千秋 義紀, 利根川 翔, 畠山 雄気, 藪中 俊介

平成 20 年 4 月 14 日

目次

第 1 章	実験動機	1
1.1	量子論と隠れた変数理論	1
1.2	EPR Paradox	1
1.3	Bell の不等式	2
第 2 章	実験方法	5
2.1	Para-Positronium	5
2.2	量子論による Bell の不等式の破れ	5
2.3	Bell の不等式を満たす条件	7
2.4	偏光の測定	8
第 3 章	Setting	12
3.1	実験の概略	12
3.2	実験装置	12
3.2.1	実験装置	12
3.2.2	Pb による γ 線の遮蔽	15
3.3	測定回路	17
3.3.1	測定回路	17
3.3.2	PMT の H.V. の設定	17
3.3.3	discriminator の threshold の設定	19
3.3.4	ゲートの width の設定	19
3.3.5	環境放射線によるノイズデータ	19
第 4 章	実験結果	21
4.1	キャリブレーション	21
4.1.1	キャリブレーション方法	21
4.1.2	キャリブレーション結果	22
4.2	実際の PMT のセッティング	23
4.3	PMT のエネルギースペクトル	24
4.4	cut の方法	26
4.5	有効カウント数	26

第 5 章 考察	28
5.1 シンチレーターの性能差	28
5.2 散乱点のぶれ	28
5.2.1 立体角のぶれ	29
5.2.2 散乱しやすい方向の変化	29
5.2.3 散乱角のぶれ	31
5.3 補正計算	32
第 6 章 Simulation	36
6.1 Simulation	36
6.1.1 手順	36
6.1.2 仮定	37
6.1.3 Simulation で設定したパラメータ	37
6.1.4 結果	38
6.2 simulation と実験値との比較	39
6.2.1 二乗検定	39
第 7 章 結論	40
7.1 結論	40
7.2 反省	40
7.3 今後の展望	40
謝辞	42

概要

Compton Polarimeter を用いて Bell の不等式の検証を行った。実験により、隠れた変数理論が棄却され、量子力学を支持する結果を得た。

第1章 実験動機

この章では、本実験の動機について述べる。まずは、量子論の確率解釈について簡単に述べ、隠れた変数理論について量子論と比較する (1.1 節)。次に、EPR Paradox について簡単に述べ、隠れた変数理論の必要性を述べる。(1.2 節) 最後に、隠れた変数理論が満たすべき相関の上限を与えるものとして Bell の不等式を導出する。(1.3 節)

1.1 量子論と隠れた変数理論

量子論は、

対象を状態の重ね合わせとして記述し、観測によって一つの状態がある確率で実現する

という考えの下に構築される。つまり、測定値は確率的にばらつくことになる。これに対し、隠れた変数理論は、

未知の変数 - 隠れた変数 - が存在し、それにより一つの状態が決定的に実現する

という考えに基づいている。ここで、隠れた変数を制御できなければ測定値は確率的にばらつくことになる。従って、量子論と隠れた変数理論では測定値が確率的にばらつくことに違いはないものの、その考え方には大きな違いがある。

1.2 EPR Paradox

1935年に、Einstein、Podolsky、Rosen らが連名の論文で EPR Paradox を提唱し、隠れた変数理論の必要性を主張した。ここでは、角運動量 0 の光子対の偏光を二地点で (α, β) 測定するという単純化したモデルについて述べる。つまり、粒子対の波動関数 $|F\rangle$ を、

$$\begin{aligned} |F\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} [|R_\alpha\rangle|R_\beta\rangle - |L_\alpha\rangle|L_\beta\rangle] \\ &= \frac{i}{\sqrt{2}} [|x_\alpha\rangle|y_\beta\rangle + |y_\alpha\rangle|x_\beta\rangle] \end{aligned}$$

で表される系と仮定する。また、

$$\begin{aligned}|R\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}[|x\rangle + i|y\rangle] \\ |L\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}[|x\rangle - i|y\rangle]\end{aligned}$$

である。ここで、 $|R\rangle$ 、 $|L\rangle$ はそれぞれ右円偏光状態、左円偏光状態の波動関数、 $|x\rangle$ 、 $|y\rangle$ はそれぞれ x 方向、 y 方向の直線偏光状態の波動関数である。この系において、

1. α で右円偏光 (以下 RHC) または左円偏光 (以下 LHC) を測定すると、 β で RHC または LHC を正確に予言できる
2. 従って、 β では RHC または LHC である
3. α で何を測定しても β の物理的性質は変わらない。従って、 β では RHC または LHC である (Einstein の局所性の原理)
4. α で x 偏光 (y 偏光) を測定すると、 β で y 偏光 (x 偏光) を正確に予言できる
5. β は 3 から RHC または LHC なので、50 % の確率で x 偏光または y 偏光である

ここで、4 と 5 は矛盾する。これが EPR Paradox である。しかし、未知の変数 - 隠れた変数 - が存在し、それにより円偏光を測定した時の結果と直線偏光を測定したときの結果が決定論的に決まっているとすると、RHC (LHC) であることと x 偏光 (y 偏光) であることの両方が正確に予言できることは矛盾しない。もはや paradox ではなくなるため、隠れた変数理論が必要であることが主張された。

1.3 Bell の不等式

Bell の不等式とは、局所的な隠れた変数理論が満たすべき相関の上限を与える式である。後述するが、量子論ではこの上限を破ることができ、量子論と隠れた変数理論とを区別することが出来る。また、Bell の不等式として多くの不等式が知られているが、ここでは以下の仮定に基づいて Bell の不等式を導出するものとする。

1. 粒子対の系における、2 地点 (α 、 β) での物理量の測定値の相関を用いる
2. 物理量の測定値は、適当な単位のもとで + 1 または - 1 になるものとする。また一方の地点で + 1 (- 1) を測定すると、他方の地点では - 1 (+ 1) を 100% の確度で測定するものとする

表 1.1: Bell の不等式

probability	α_1	α_2	α_3	α_4	β_1	β_2	β_3	β_4
N_1	+	+	+	+	-	-	-	-
N_2	+	+	+	-	-	-	-	+
N_3	+	+	-	+	-	-	+	-
N_4	+	+	-	-	-	-	+	+
N_5	+	-	+	+	-	+	-	-
N_6	+	-	+	-	-	+	-	+
N_7	+	-	-	+	-	+	+	-
N_8	+	-	-	-	-	+	+	+
N_9	-	+	+	+	+	-	-	-
N_{10}	-	+	+	-	+	-	-	+
N_{11}	-	+	-	+	+	-	+	-
N_{12}	-	+	-	-	+	-	+	+
N_{13}	-	-	+	+	+	+	-	-
N_{14}	-	-	+	-	+	+	-	+
N_{15}	-	-	-	+	+	+	+	-
N_{16}	-	-	-	-	+	+	+	+

3. 測定方向のようなパラメータを自由に設定できるものとする

この仮定の下で、パラメータを変えて α_1 から α_4 、 β_1 から β_4 まで測定する。表 1.1 に全てのパターンを乗せておく。ここで probability は隠れた変数によって制御されている、その状態が起こる確率である。これから相関を計算すると、

$$\begin{aligned} \langle \alpha_4 \beta_2 \rangle &= -N_1 + N_2 - N_3 + N_4 + N_5 - N_6 + N_7 - N_8 \\ &\quad - N_9 + N_{10} - N_{11} + N_{12} + N_{13} - N_{14} + N_{15} - N_{16} \end{aligned}$$

となる。以下、同様に計算をしていく。

$$\begin{aligned} \langle \alpha_4 \beta_3 \rangle &= -N_1 + N_2 + N_3 - N_4 - N_5 + N_6 + N_7 - N_8 \\ &\quad - N_9 + N_{10} + N_{11} - N_{12} - N_{13} + N_{14} + N_{15} - N_{16} \end{aligned}$$

$$\langle \alpha_4 \beta_2 \rangle + \langle \alpha_4 \beta_3 \rangle = 2(-N_1 + N_2 + N_7 - N_8 - N_9 + N_{10} + N_{15} - N_{16}) \quad (1.1)$$

$$\begin{aligned}
\langle \alpha_1 \beta_2 \rangle &= -N_1 - N_2 - N_3 - N_4 + N_5 + N_6 + N_7 + N_8 \\
&\quad + N_9 + N_{10} + N_{11} + N_{12} - N_{13} - N_{14} - N_{15} - N_{16} \\
\langle \alpha_1 \beta_3 \rangle &= -N_1 - N_2 + N_3 + N_4 - N_5 - N_6 + N_7 + N_8 \\
&\quad + N_9 + N_{10} - N_{11} - N_{12} + N_{13} + N_{14} - N_{15} - N_{16}
\end{aligned}$$

$$\langle \alpha_1 \beta_2 \rangle - \langle \alpha_1 \beta_3 \rangle = 2(-N_3 - N_4 + N_5 + N_6 + N_{11} + N_{12} - N_{13} - N_{14}) \quad (1.2)$$

式 (1.1)、式 (1.2) から、

$$\begin{aligned}
|\langle \alpha_4 \beta_2 \rangle + \langle \alpha_4 \beta_3 \rangle| + |\langle \alpha_1 \beta_2 \rangle - \langle \alpha_1 \beta_3 \rangle| &= 2|-N_1 + N_2 + N_7 - N_8 - N_9 + N_{10} + N_{15} - N_{16}| \\
&\quad + 2|-N_3 - N_4 + N_5 + N_6 + N_{11} + N_{12} - N_{13} - N_{14}| \\
&\leq 2 \quad (1.3)
\end{aligned}$$

となり、これが隠れた変数理論が満たすべき相関の上限を与える式となっている。

第2章 実験方法

まず本実験で用いた線源について簡単に述べる(2.1節)。次に、量子論では Bell の不等式を破ることを示した上で(2.2節)、Bell の不等式を満たす条件も求める(2.3節)。最後に、実際に偏光を測定する方法について述べる(2.4節)。

2.1 Para-Positronium

本実験で使用する para-positronium は電子と陽電子の束縛状態であり、 2γ 崩壊する。

$$e^+e^- \rightarrow 2\gamma$$

この時、運動量保存則から2つの γ 線は互いに逆向き(back-to-back)に出る。また、para-positroniumの角運動量が0であるので、角運動量保存則より2つの γ 線の偏光状態は、 $|R_\alpha\rangle|R_\beta\rangle$ 、 $|L_\alpha\rangle|L_\beta\rangle$ の組のみが許される。これらの線形結合のうち、para-positroniumの内部パリティが負であることから、偏光状態は、

$$\begin{aligned} |F\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} [|R_\alpha\rangle|R_\beta\rangle - |L_\alpha\rangle|L_\beta\rangle] \\ &= \frac{i}{\sqrt{2}} [|x_\alpha\rangle|y_\beta\rangle + |y_\alpha\rangle|x_\beta\rangle] \end{aligned}$$

である。($P|F\rangle = |L_\alpha\rangle|L_\alpha\rangle - |R_\alpha\rangle|R_\alpha\rangle = -|F\rangle$) ここで、

$$\begin{aligned} |R\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} [|x\rangle + i|y\rangle] \\ |L\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} [|x\rangle - i|y\rangle] \end{aligned}$$

である。

2.2 量子論による Bell の不等式の破れ

1.3節で導出した Bell の不等式が、量子論で破れることを示す。ここでは、前節で述べた para-positronium の 2γ 崩壊の系を用いる。x 偏光を測定すると +1、y 偏光を測定すると -1 をとるものとする、1.3節の仮定を満たすの

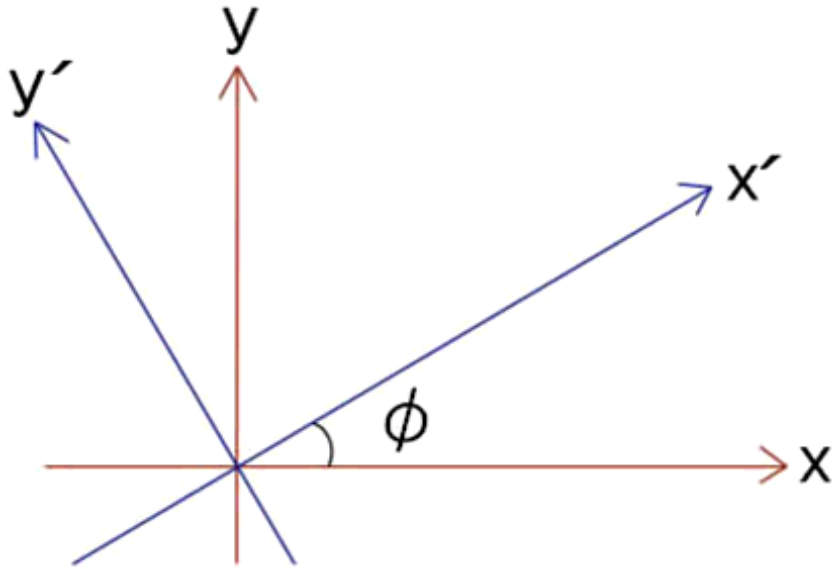


図 2.1: ϕ の定義

で、式 (1.3) が破れることを示せばよい。 α で x 偏光を測定した時 ($\alpha = +1$)、 β では y 偏光 ($\beta = -1$) となる。この時、 x' 軸が x 軸に比べ ϕ ずれていると (図 (2.1) 参考)、

$$|y_\beta\rangle = |x'_\beta\rangle \sin \phi + |y'_\beta\rangle \cos \phi$$

なので、 $\beta = +1$ となる確率は $\sin^2 \phi$ であり、 $\beta = -1$ となる確率は $\cos^2 \phi$ である。また、 α で y 偏光を測定した時 ($\alpha = -1$)、 β では x 偏光 ($\beta = +1$) であり、

$$|y_\beta\rangle = |x'_\beta\rangle \cos \phi - |y'_\beta\rangle \sin \phi$$

なので、 $\beta = +1$ となる確率は $\cos^2 \phi$ であり、 $\beta = -1$ となる確率は $\sin^2 \phi$ である。従って、

$$\begin{aligned} \langle \alpha \beta \rangle &= \frac{1}{2} [+ \sin^2 \phi - \cos^2 \phi] + \frac{1}{2} [- \cos^2 \phi + \sin^2 \phi] \\ &= - \cos 2\phi \end{aligned}$$

となる。

ここで、 $\phi_1 = 0$ 、 $\phi_2 = \frac{3}{8}\pi$ 、 $\phi_3 = \frac{1}{8}\pi$ 、 $\phi_4 = \frac{1}{4}\pi$ ととると、

$$\langle \alpha_4 \beta_2 \rangle = -\cos 2 \left(\frac{3}{8}\pi - \frac{1}{4}\pi \right) = -\frac{\sqrt{2}}{2}$$

$$\langle \alpha_4 \beta_3 \rangle = -\cos 2 \left(\frac{1}{8}\pi - \frac{1}{4}\pi \right) = -\frac{\sqrt{2}}{2}$$

$$\langle \alpha_1 \beta_2 \rangle = -\cos 2 \left(\frac{3}{8}\pi \right) = +\frac{\sqrt{2}}{2}$$

$$\langle \alpha_1 \beta_3 \rangle = -\cos 2 \left(\frac{1}{8}\pi \right) = -\frac{\sqrt{2}}{2}$$

従って、

$$\begin{aligned} |\langle \alpha_4 \beta_2 \rangle + \langle \alpha_4 \beta_3 \rangle| + |\langle \alpha_1 \beta_2 \rangle - \langle \alpha_1 \beta_3 \rangle| &= \left| -\frac{\sqrt{2}}{2} - \frac{\sqrt{2}}{2} \right| + \left| +\frac{\sqrt{2}}{2} + \frac{\sqrt{2}}{2} \right| \\ &= 2\sqrt{2} \\ &> 2 \end{aligned}$$

となり、確かに Bell の不等式 (式 (1.3)) を破っている。

2.3 Bell の不等式を満たす条件

量子論は Bell の不等式を満たさず、隠れた変数理論は Bell の不等式により
相関の上限が与えられる。ここで隠れた変数理論での相関を、

$$\langle \alpha \beta \rangle = -k \cos 2\phi$$

と仮定する。これを Bell の不等式に代入すると、

$$\begin{aligned} &|\langle \alpha_4 \beta_2 \rangle + \langle \alpha_4 \beta_3 \rangle| + |\langle \alpha_1 \beta_2 \rangle - \langle \alpha_1 \beta_3 \rangle| \leq 2 \\ \Leftrightarrow &|\cos 2(\phi_4 - \phi_2) + \cos 2(\phi_4 - \phi_3)| + |\cos 2(\phi_1 - \phi_2) - \cos 2(\phi_1 - \phi_3)| \leq \frac{2}{|k|} \\ \Rightarrow &|k| \leq \frac{1}{\sqrt{2}} \end{aligned} \tag{2.1}$$

$\phi_1 = 0$ 、 $\phi_2 = \frac{3}{8}\pi$ 、 $\phi_3 = \frac{1}{8}\pi$ 、 $\phi_4 = \frac{1}{4}\pi$ のとき、 k は最大
となる。

量子論では $k = 1$ というより強い相関があったが、隠れた変数理論では $k \leq \frac{1}{\sqrt{2}}$
という弱い相関である。本実験では、この相関の差を調べる。

2.4 偏光の測定

ポジトロニウムから γ 線の偏光を測定したいのであるが、実験室で直接偏光を測定するのは不可能である。そこで本実験では Compton 散乱の利用によって偏光を測定する。線源から back-to-back で飛び出した γ 線は各々散乱体に当たって検出器で検出される。

二つの検出器で同時に γ 線が検出される確率を求める。偏光の相関の形は $\langle \alpha\beta \rangle = -k \cos 2\phi$ の形で仮定する。

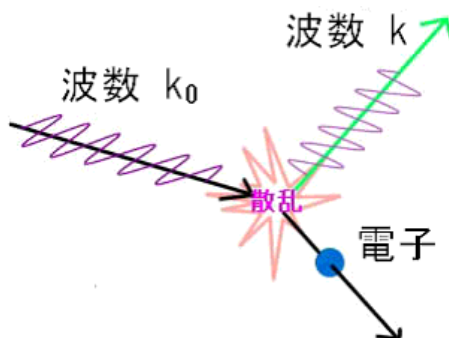


図 2.2: Compton 散乱の様子

Klein-Nishina の公式より、Compton 散乱の散乱微分断面積は散乱面と偏光面の成す角を η として (図 2.3)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 \left(\frac{k^2}{k_0^2} \right) \left(\gamma - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \eta \right) \quad (2.2)$$

と書ける。ここで

$$\gamma = \frac{k}{k_0} + \frac{k_0}{k}$$

$$r_e = \frac{\hbar \alpha}{m_e c}$$

$k_0 =$ 入射 γ 線の波数

$$k = \text{散乱 } \gamma \text{ 線の波数} = \frac{k_0}{1 + \frac{\hbar k_0}{m_e c} (1 - \cos \theta)}$$

$$\alpha = \frac{1}{137}$$

$m_e =$ 電子の質量

$c =$ 光速

とした。

(2.2) 式のように Compton 散乱の断面積は散乱面と偏光面の成す角 η に依存している。偏光は散乱面に平行 ($\eta = 0^\circ$) か垂直 ($\eta = 90^\circ$) かで選ぶもの



図 2.3: 散乱角 の定義

とする。式 (2.2) からそれぞれの散乱断面積は

$$\begin{aligned}
 d\sigma_{\parallel} &= \frac{1}{2} r_e^2 d\Omega \left(\frac{k^2}{k_0^2} \right) (\gamma - 2 \sin^2 \theta) \\
 d\sigma_{\perp} &= \frac{1}{2} r_e^2 d\Omega \left(\frac{k^2}{k_0^2} \right) \gamma
 \end{aligned}
 \tag{2.3}$$

一方の γ 線 (α) が散乱面 \parallel 偏光面で散乱した場合と散乱面 \perp 偏光面で散乱した場合とに分けて、もう一方の γ 線 (β) において散乱面が偏光面と平行に散乱したか垂直に散乱したかを考える。

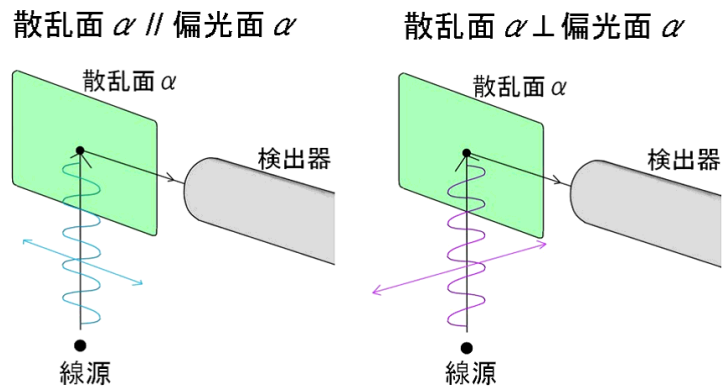


図 2.4: 散乱面 α と偏光面 α

1 一方の γ 線が散乱面 $\alpha \parallel$ 偏光面 α で散乱した場合

$\alpha = +1$ であるから $\langle \beta \rangle = -k \cos 2\phi$ となる。もう一方の γ 線において散乱面が偏光面と平行に散乱する ($\beta = +1$) 確率を a として、散乱面が偏光面と垂直に散乱する ($\beta = -1$) 確率を b とすると

$$\begin{aligned}
 a + b &= 1 \\
 a - b &= -k \cos 2\phi
 \end{aligned}$$

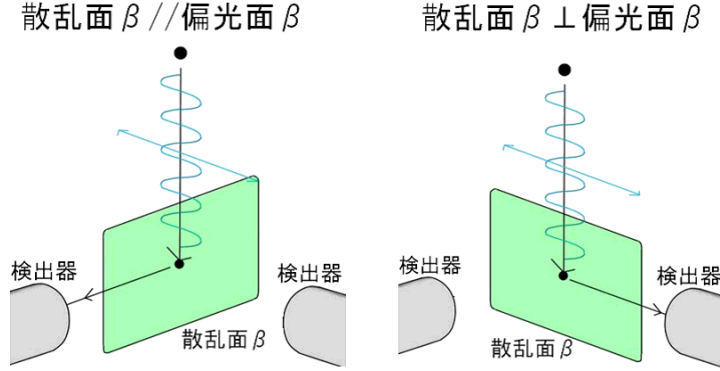


図 2.5: 散乱面 β と偏光面 β

が成り立つ。これより、

$$\begin{aligned}\beta = +1 \text{ の確率 } a &= \frac{1 - k \cos 2\phi}{2} \\ \beta = -1 \text{ の確率 } b &= \frac{1 + k \cos 2\phi}{2}\end{aligned}$$

2 一方の γ 線が散乱面 $\alpha \perp$ 偏光面 α で散乱した場合

$\alpha = -1$ であるから $\langle \beta \rangle = k \cos 2\phi$ となる。もう一方の γ 線において散乱面が偏光面と平行に散乱する ($\beta = +1$) 確率を a' として、散乱面が偏光面と垂直に散乱する ($\beta = -1$) 確率を b' とすると

$$\begin{aligned}a' + b' &= 1 \\ a' - b' &= k \cos 2\phi\end{aligned}$$

が成り立つ。これより、

$$\begin{aligned}\beta = +1 \text{ の確率 } a' &= \frac{1 + k \cos 2\phi}{2} \\ \beta = -1 \text{ の確率 } b' &= \frac{1 - k \cos 2\phi}{2}\end{aligned}$$

これより二つの検出器に同時に γ 線が検出される確率は

$$\begin{aligned}P &= \frac{1}{2} d\sigma_{\parallel}^{\alpha} \times a \times d\sigma_{\parallel}^{\beta} + \frac{1}{2} d\sigma_{\parallel}^{\alpha} \times b \times d\sigma_{\perp}^{\beta} + \frac{1}{2} d\sigma_{\perp}^{\alpha} \times a' \times d\sigma_{\parallel}^{\beta} + \frac{1}{2} d\sigma_{\perp}^{\alpha} \times b' \times d\sigma_{\perp}^{\beta} \\ &= \frac{1}{8} r_e^4 d\Omega_1 d\Omega_2 \left(\frac{k_1}{k_0}\right)^2 \left(\frac{k_2}{k_0}\right)^2 [(\gamma_1 - \sin^2 \theta_1)(\gamma_2 - \sin^2 \theta_2) - k \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2 \cos 2\phi]\end{aligned}\tag{2.4}$$

と求められる。特に $\theta_1 = \theta_2$ のとき

$$R = \frac{P(\phi)}{P(\phi = 45)} = 1 - k \left(\frac{\sin^2 \theta}{\gamma - \sin^2 \theta} \right)^2 \cos 2\phi \quad (2.5)$$

二つの検出器に同時に γ 線が入るカウント数を $N(\phi)$ とすると、 $N(\phi)$ は R に比例するので

$$N(\phi) = A - B \cos 2\phi \quad (2.6)$$

と書ける。よって k は

$$k = \left(\frac{\gamma - \sin^2 \theta}{\sin^2 \theta} \right)^2 \frac{B}{A} \quad (2.7)$$

この式より実験的に k を求めることができる。

第3章 Setting

この章では、前章での考察を元に私たちが行った実験 (3.1 節)、およびその実験装置について説明する (3.2 節)。また、実験装置からデータを取得するための測定回路についても説明する (3.3 節)。

3.1 実験の概略

本実験では、 γ 線源として ^{22}Na を使用する。 ^{22}Na が β^+ 崩壊して放出された e^+ が物質中の e^- と結びついて、para-positronium が形成される。para-positronium が back-to-back で 2γ 崩壊した $0.511[\text{MeV}]$ の γ 線を用いて測定を行った。

Compton 散乱体としてプラスチックシンチレータを、 γ 線検出器として NaI シンチレータを用いた。各シンチレータには光電子増倍管 (PMT) を接着し、 γ 線によるシンチレーション発光を検出できるようにしてある。

散乱体である 2 つのプラスチックシンチレータと γ 線検出器である 2 つの NaI シンチレータに同時に γ 線が入り、シンチレーション発光が起こる event を観測できるように Setting を行った。

3.2 実験装置

3.2.1 実験装置

実験装置は図 3.1, 3.2, 3.3 のようになった。また、外観の写真を図 3.4, 3.5 に示した。

装置の位置関係を固定するために台を使用した (図 3.1)。台の上部と下部にシンチレータ・PMT を設置し、その中間に線源を設置した。装置の位置・角度の調整を容易にするため、Compton 散乱角 θ は 90° となるよう Setting した。

台の下部ではプラスチックシンチレータ 1 つ (CH down) と NaI シンチレータ 1 つ (NaI down) を設置した (図 3.2)。NaI Down と台上部の NaI シンチレータが z 軸まわりに成す角度が ϕ となり、台上部のシンチレータの位置を変えることで ϕ を変えて測定できる。

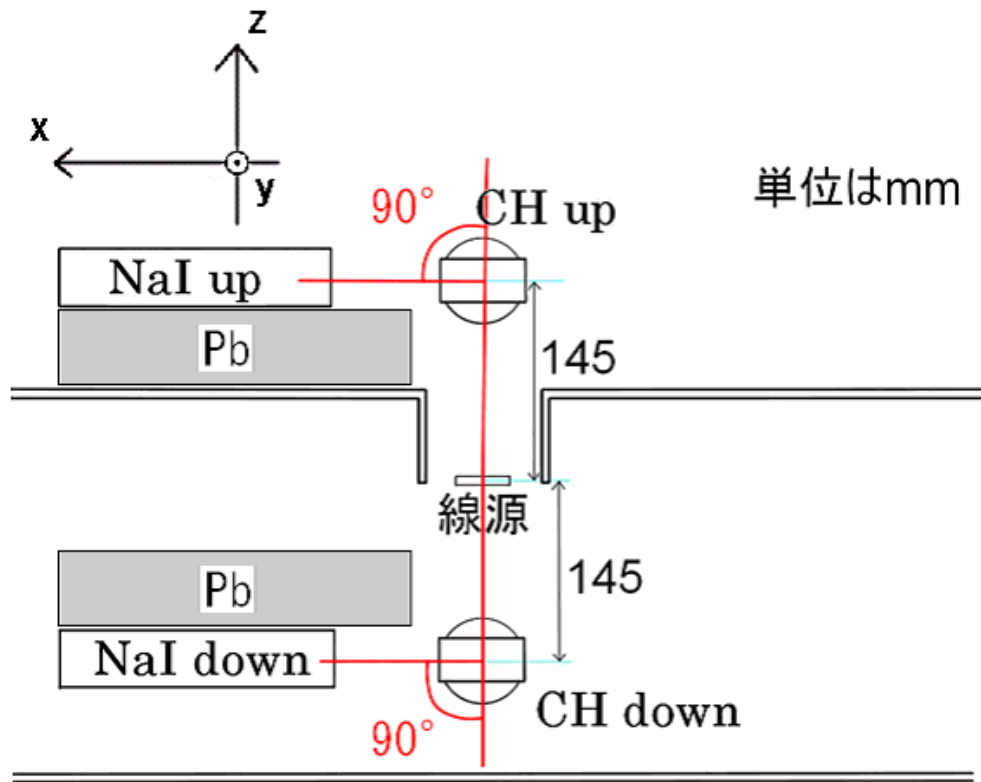


図 3.1: 実験装置の側面図

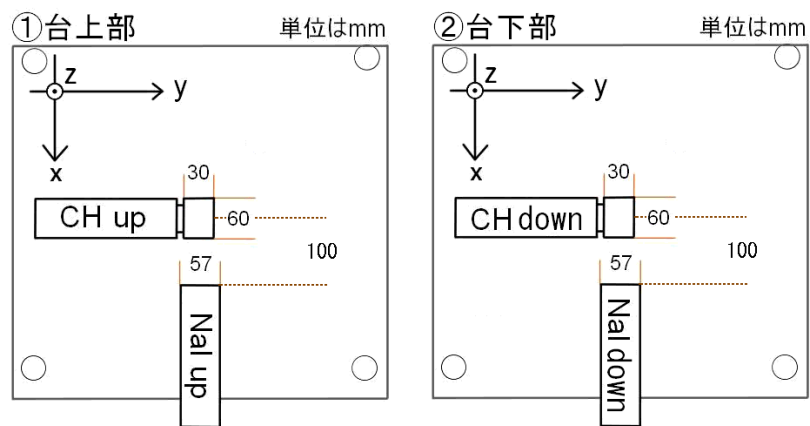


図 3.2: 実験装置の上面図. 各シンチレータの大きさ・距離を示す.

① 台上部

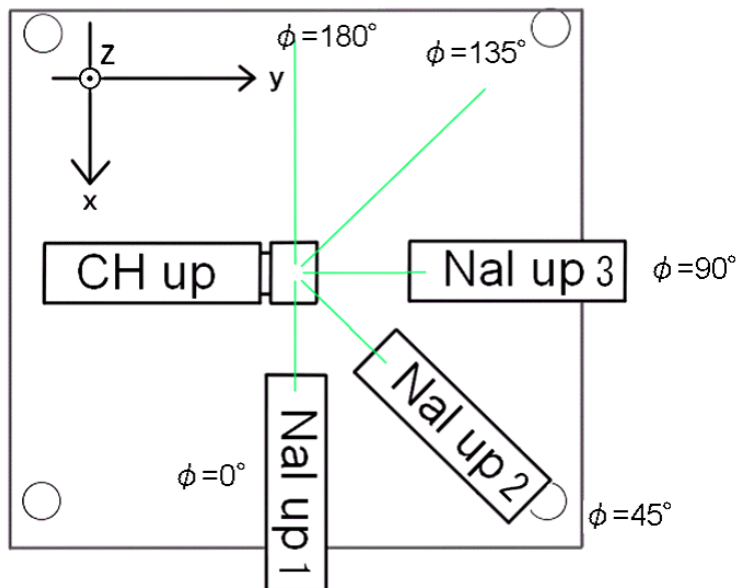


図 3.3: 実験の際の台上部の配置.NaI-PMT を 3 つ配置している

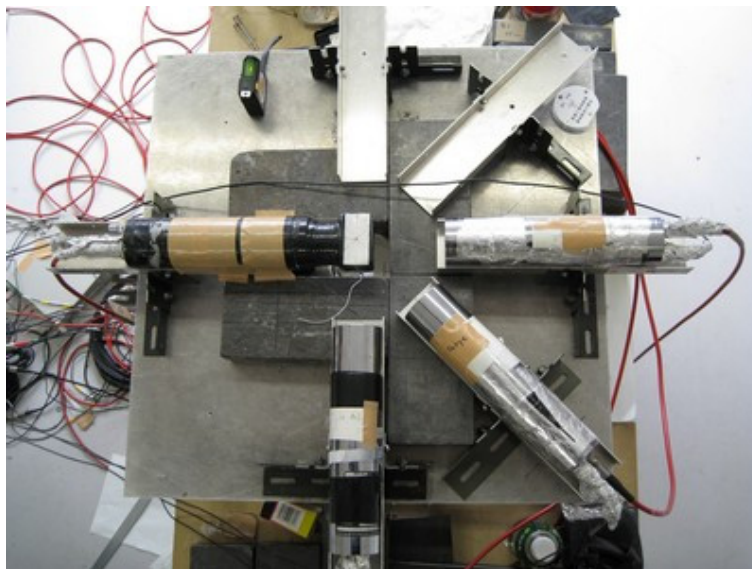


図 3.4: 台上部の外観

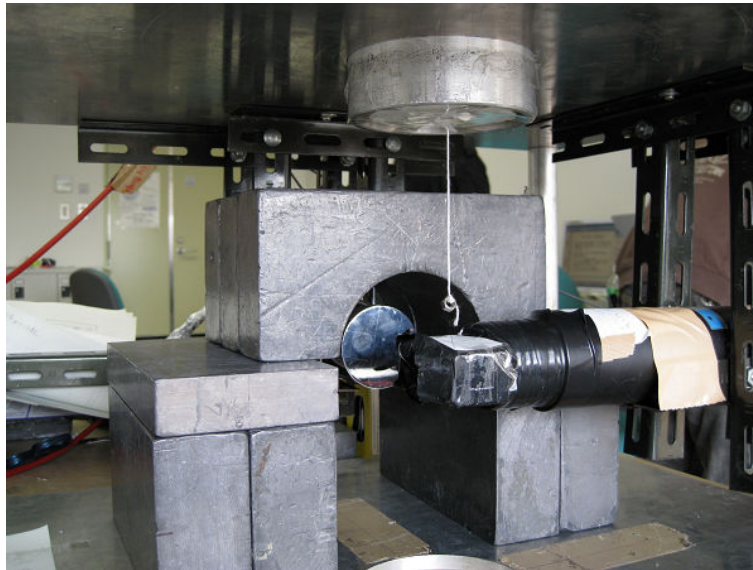


図 3.5: 台下部の外観

台の上部ではプラスチックシンチレータ 1 つ (CH up) と NaI シンチレータ 3 つ (NaI up 1, NaI up 2, NaI up 3) を設置した (図 3.2, 3.3)。NaI シンチレータを 3 つ設置することで、3 つの角度について同時に測定することができ、高速に測定が行える。 $\phi = 0^\circ$ から $\phi = 180^\circ$ まで 45° ごとにレールを設置し、レールの上に PMT を置くことで容易に角度 ϕ を設定できるようにした。

線源から NaI シンチレータに直接 γ 線が飛んで行くことを防ぐため、Pb によって γ 線を 5[cm] 以上遮蔽した (図 3.1)。また、線源とプラスチックシンチレータの距離、プラスチックシンチレータと NaI シンチレータの距離は、遮蔽用の Pb を設置できる範囲内でできるだけ近く設定した。

3.2.2 Pb による γ 線の遮蔽

γ 線源 $^{137}\text{Cs}(0.662[\text{MeV}])$ を用いて Pb の γ 線遮蔽を測定したところ、結果は表 3.1、図 3.6 のようになった。

この結果から、Pb で 5[cm] 遮蔽すれば γ 線の強度は 0.4% まで減衰することが分かる。よって、線源から NaI シンチレータまで Pb で 5[cm] 以上さえぎれば、十分 γ 線を遮蔽できるとした。

表 3.1: Pb の γ 線遮蔽の測定結果 (60sec). カウント数からは back ground のカウント数 2649 を引いてある.

Pb の厚さ [cm]	γ 線のカウント数
0	192305
1	59459
2	20363
3	7438
4	3042
5	1464

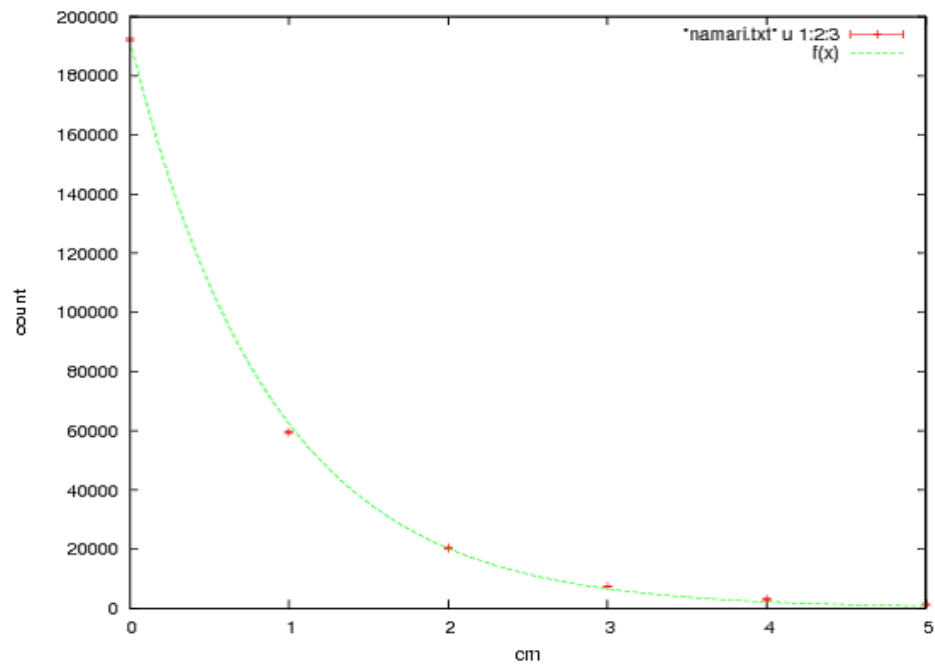


図 3.6: Pb の γ 線遮蔽

3.3 測定回路

3.3.1 測定回路

測定回路は図 3.7 のようになった。

本実験では、NaI up, CH up, NaI down, CH down の 4 つのシンチレータが同時に γ 線を検出する event を観測したいので、そのような場合のときに ADC に NIM ゲートが入力されてデータを取るように測定回路を設定した。

まず PMT からの信号を divider(図中:Div.) で分け、1 つは ADC に信号として入力し、もう 1 つを discriminator(図中:Discri.) に入力して NIM ゲートを出力した。このとき、NaI シンチレータからの信号は最大電圧が低いため、そのまま入力すると discriminator の threshold を限界まで下げても NIM ゲートを出力できない。そこで 10 倍の Amp をかけることで低い電圧でも NIM ゲートが出力されるようにした。

その後、NaI up, CH up, NaI down, CH down からの NIM ゲートで 4-coincidence をとった。本実験では 3 つの角度について同時に測定を行うので、NaI up を NaI up 1, NaI up 2, NaI up 3 とした 3 通りの coincidence をとる必要がある。そのため、CH up, NaI down, CH down については NIM ゲート信号が 3 つ必要になるので、Fan In/Fan Out(図中:I/O)の出力が複数あることを使って NIM ゲート信号を 3 つ出力した。

3 つの Coincidence の出力を Fan In/Fan Out で OR 合成し、gate generator(図中:Gate Gen.)で NIM ゲートの width を調整して ADC に入力した。(3 つの NaI up の内どの PMT が γ 線を検出したかは ADC のデータから区別できる)

3.3.2 PMT の H.V. の設定

各 PMT の H.V. は表 3.2 のように設定した。

表 3.2: PMT の H.V. の設定

PMT	H.V.[V]
NaI up 1	+1300
NaI up 2	+1300
NaI up 3	+1200
NaI down	+1300
CH up	-2000
CH down	-1900

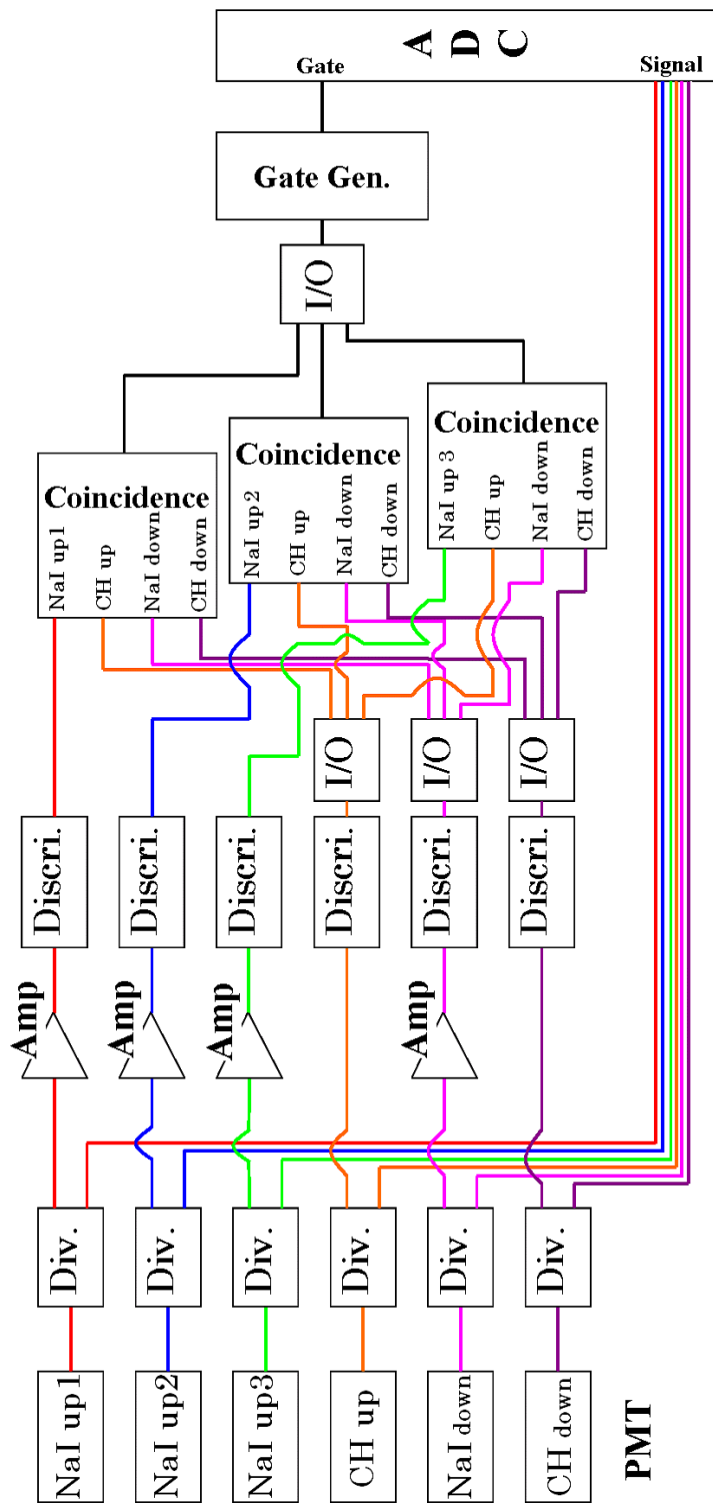


图 3.7: 測定回路

ADCでエネルギーが見やすくなるように、H.V.は最大値 (NaI-PMT:+1300[V], CH-PMT:-2000[V]) に設定した。ただし、NaI up 3 と CH down については、gainが高すぎてキャリブレーションの際にADCがオーバーフローを起こすため、最大値より低めに設定した。

3.3.3 discriminator の threshold の設定

各 discriminator の threshold は表 3.3 のように設定した。

表 3.3: discriminator の threshold の設定

PMT	threshold[mV]
NaI up 1	69
NaI up 2	38
NaI up 3	69
NaI down	105
CH up	80
CH down	80

本実験でとりたい信号は、0.511[MeV] の γ 線が $\theta = 90^\circ$ で Compton 散乱したときの信号 (プラスチック・シンチレータ:0.256[MeV], NaI シンチレータ:0.256[MeV] の γ 線) である。threshold は、これらの信号を削らず GND 付近のノイズを拾わないように設定した。

3.3.4 ゲートの width の設定

gate generator からのゲートの width は、時間分解能が悪い NaI シンチレータからの信号を含むように約 $1[\mu\text{sec}]$ に設定した。

3.3.5 環境放射線によるノイズデータ

シンチレータは宇宙線等の環境放射線も検出する。そのため、本実験の目的とは異なる event を検出する可能性がある。例えば、図 3.8 のような例では、CH up, CH down, NaI down は線源からの γ 線を検出しているが、NaI up では環境放射線を検出している。このような event は本実験で目的とする event ではなく、ノイズデータとなる。

まず、どのような状況のノイズデータが入りやすいか考える。2 つ以上のシンチレータに偶然同時に環境放射線が入る可能性は低いと考えられる (宇宙線からのミュオン・シャワーでは複数のシンチレータに放射線が入る可

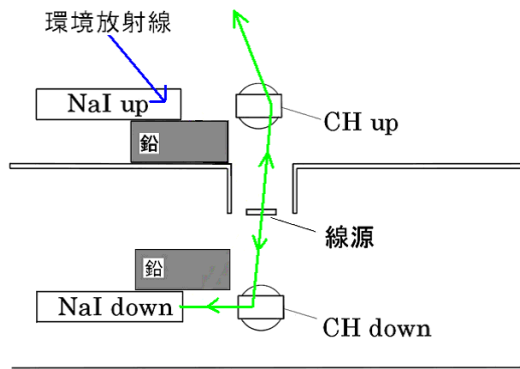


図 3.8: 環境放射線によるノイズデータ

能性は高いが、この場合はシンチレータに 2[MeV] 以上のエネルギーが落ちるので観測したい event と区別できる)。よって、シンチレータの内 3 つは線源からの γ 線を検出し、1 つは環境放射線を検出するが多いと思われる。線源からの γ 線の検出レートを考えると（プラスチックシンチレータはレートが高く、NaI シンチレータは低い）、図 3.8 のような場合が最も多いと考えられる。従って、このような event が起こる確率が十分小さければ、ノイズデータは無視できる。

環境放射線を観測すると、本実験で問題となるエネルギーの環境放射線が検出される頻度は、10[event/sec] 程度であった。discriminator のゲートの width は約 100[ns] なので、線源由来の γ 線による 3-coincidence のゲートが環境放射線のゲートと重なる確率はおよそ、

$$100 \times 10^{-9}[\text{sec}] \times 10[\text{/sec}] \\ = 10^{-6}$$

となる。

線源からの γ 線による 3-coincidence のレートは、0.22[event/sec] であった。本実験では 1 つの角度について $2.18 \times 10^5[\text{sec}]$ 測定したので、ノイズデータの個数は、

$$2.18 \times 10^5[\text{sec}] \times 0.22[\text{/sec}] \times 10^{-6} \\ = 0.48$$

となり、1event 以下である。

この結果から、ノイズデータは無視できるとした。

第4章 実験結果

4.1 キャリブレーション

4.1.1 キャリブレーション方法

各シンチレータのPMTに関してエネルギーとチャンネル数の関係を測定した。用いた線源はNaIシンチレータに関してはNa(0.511MeV、1.275MeV)、Cs(0.662MeV)、Co(1.173MeV、1.333MeV)であり、プラスチックシンチレータにおいてはNa(0.511MeV、1.275MeV)、Cs(0.662MeV)を用いた。NaIシンチレータにおいては光電ピークのチャンネル数を、プラスチックシンチレータに関してはCompton edgeのチャンネル数を用いた。Csを用いた場合のNaI up1の光電ピークの決め方とCH upのCompton edgeの決め方を図4.1に示す。

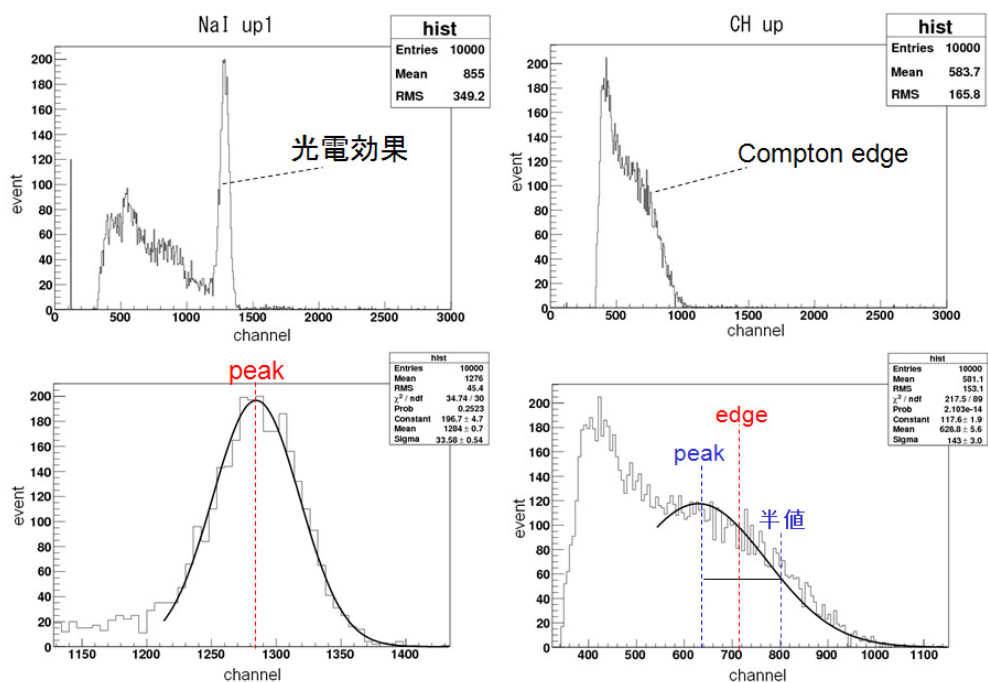


図 4.1: Cs を用いた NaI up1 と CH up のキャリブレーション

NaI シンチレータの光電ピークの位置は図を見ると明らかであるが、プラスチックシンチレータの Compton edge はプラスチックシンチレータのエネルギー分解能が悪く明らかではない。そこで Compton edge を次のように決めた。Gaussian fit することによってイベント数のピークの位置のチャンネル数を調べて、ピーク値が半分になる値 (半値) のチャンネル数を調べた。そしてピーク値のチャンネル数と半値のチャンネル数の相加平均を Compton edge のチャンネル数とし、誤差を Compton edge のチャンネル数からピーク値のチャンネル数を引いたものとした。プラスチックシンチレータのキャリブレーションにおいて線源に Co(1.173MeV、1.333MeV) を用いなかった理由は γ 線のエネルギーが近過ぎて、プラスチックシンチレータのエネルギー分解能で Compton edge が判別出来なかったためである。

4.1.2 キャリブレーション結果

キャリブレーションした結果を図 4.2、4.3 に示す。

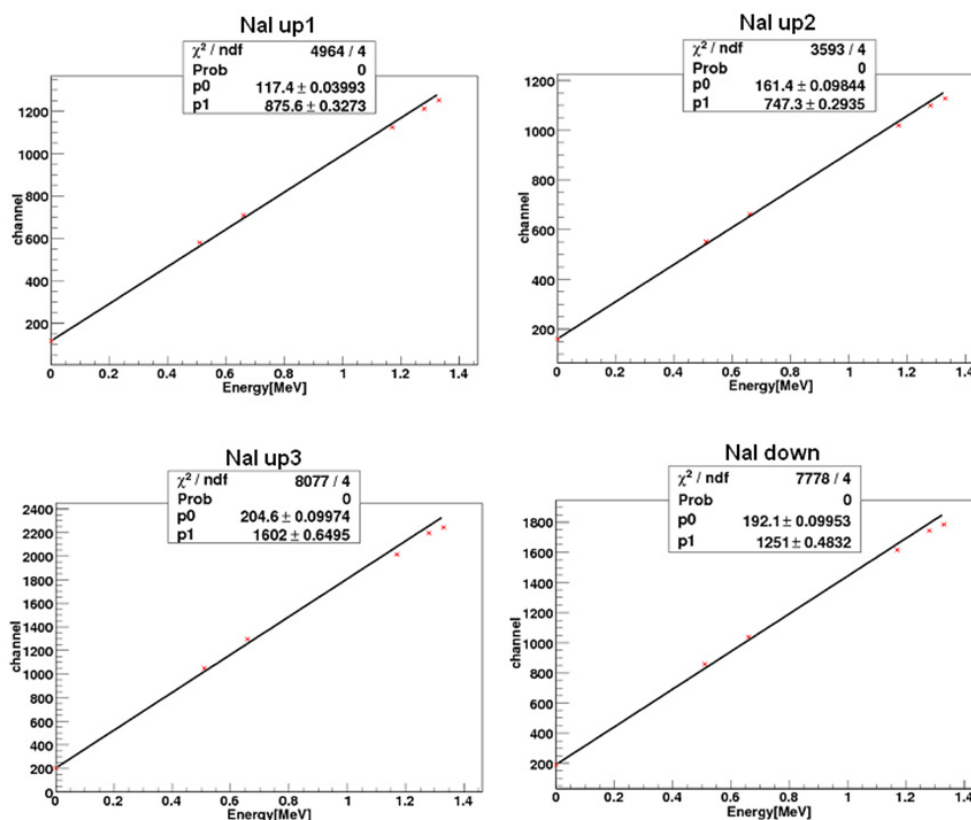


図 4.2: NaI キャリブレーション結果

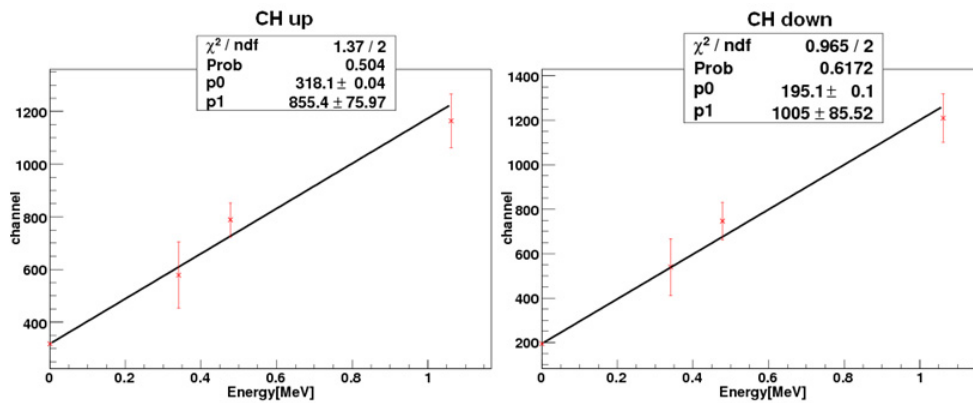


図 4.3: CH キャリブレーション結果

NaI シンチレータのグラフではどの PMT もほぼ線型になっていると言えるが、Na(1.275MeV) と Co(1.333MeV) ではシンチレータでの光子への変換が飽和している。プラスチックシンチレータの誤差が大きいのは Compton edge を用いているためである。

4.2 実際の PMT のセッティング

測定は二度行ったが測定時間はどちらも 2.18×10^5 s である。ただし二回目の測定においては時間を 9.1×10^4 s、 7.2×10^4 s、 5.5×10^4 s の三度に分けて行った。一回目、二回目の測定における PMT のセッティングを図 4.4、4.5 に示す。一回目の測定は ϕ が 0 度に NaI up1、45 度に NaI up2、90 度に NaI up3 を置き、二回目の測定では 90 度に NaI up1、135 度に NaI up2、180 度に NaI up3 を置いた。

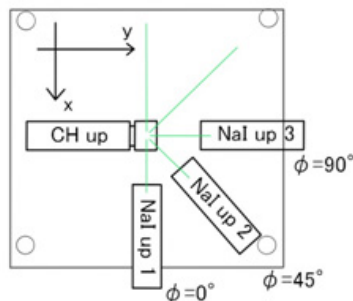


図 4.4: 一回目の測定

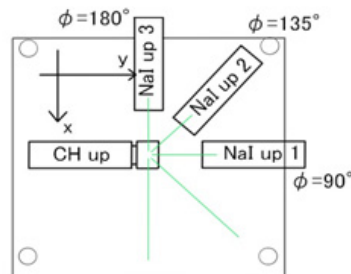


図 4.5: 二回目の測定

4.3 PMTのエネルギースペクトル

実験より得られた NaI シンチレータとプラスチックシンチレータのエネルギースペクトルを図 4.6、4.7 に示す。

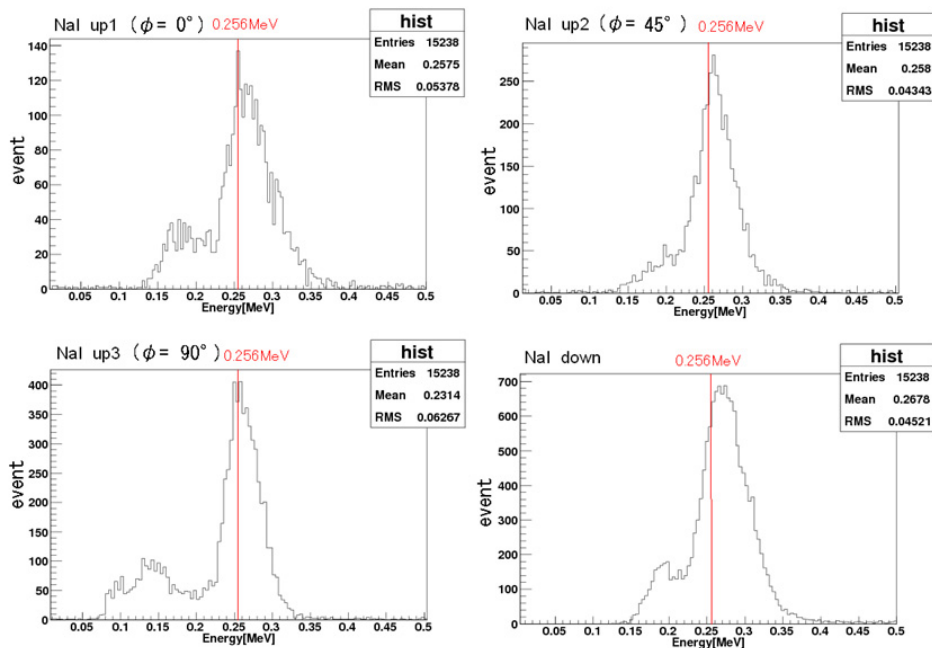


図 4.6: NaI シンチレータのエネルギースペクトル

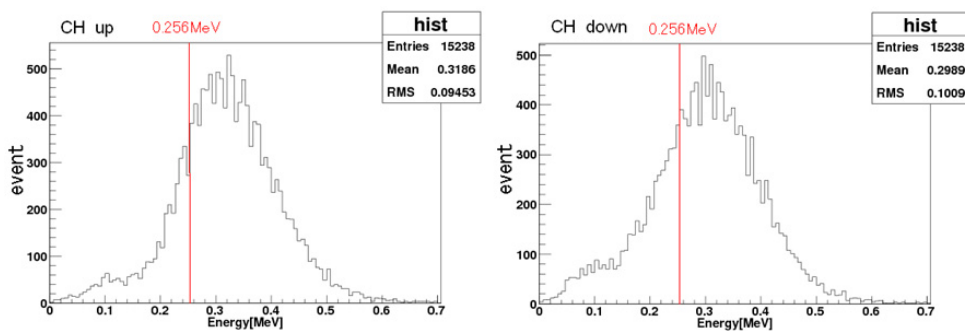


図 4.7: プラスチックシンチレータのエネルギースペクトル

線源から Back-to-Back で飛び出した γ 線はプラスチックシンチレータにおいて $\theta = 90$ で Compton 散乱して NaI シンチレータで光電吸収される。線源、散乱体の大きさが無視出来る理想的な状況においてはプラスチックシンチレータで落とすエネルギーと NaI シンチレータで吸収されるエネルギーは 0.256MeV となるはずである。しかし、図を見ると NaI シンチレータのピークのエネルギーは 0.256MeV を越えている。NaI シンチレータのエネルギースペクトルに着目して ϕ と光電ピークのエネルギーの関係を表 4.1 に示す。

表 4.1: ϕ と光電ピークのエネルギーの関係

ϕ	用いた PMT	光電ピーク [MeV]
0	NaI up1	0.2702 ± 0.0008
45	NaI up2	0.2651 ± 0.0005
90	NaI up3	0.2626 ± 0.0003
90	NaI up1	0.2753 ± 0.0004
135	NaI up2	0.2724 ± 0.0004
180	NaI up3	0.2683 ± 0.0006

この表を見ると NaI シンチレータのピークのエネルギーは 0.02MeV ほど高いことがわかる。これはプラスチックシンチレータでの Compton 散乱において前方散乱が起きやすいことに起因しており、プラスチックシンチレータで落とすエネルギーが低くなり、NaI シンチレータで吸収されるエネルギーが高くなっていることを示唆している。

4.4 cut の方法

得られた実験結果のイベント数は threshold が各 PMT で異なるためにそのまま用いることが出来ない。そこでデータを cut する必要がある。NaI シンチレータのデータの cut に対してはピークのエネルギーだけをとるように 1.5σ の範囲を、またプラスチックシンチレータのデータの cut に対してはピークから 2σ の範囲を有効データとした。

NaI up1 と CH up においてデータを cut した様子の一例を図に示す。

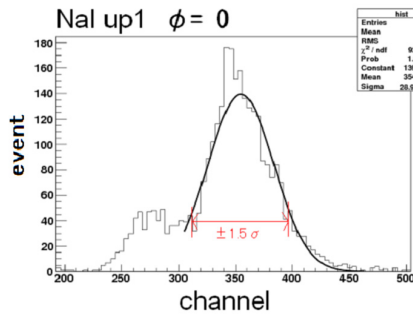


図 4.8: NaI up1 のデータ cut

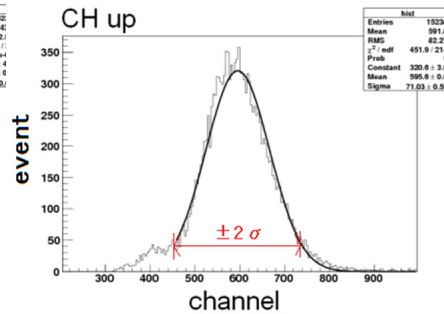


図 4.9: CH up のデータ cut

4.5 有効カウント数

cut により有効カウント数は表 4.2 のようになった。

表 4.2: ϕ と有効カウント数の関係

ϕ	用いた PMT	有効カウント数
0	NaI up1	1410 \pm 37.5
45	NaI up2	2371 \pm 48.7
90	NaI up3	3385 \pm 58.2
90	NaI up1	3367 \pm 58.0
135	NaI up2	2909 \pm 53.9
180	NaI up3	1827 \pm 42.7

表 4.2 をグラフにしたものを図 4.10 に示す。 $\phi = 90^\circ$ についてはあまり差がないので一回目の測定でのデータを採用した。

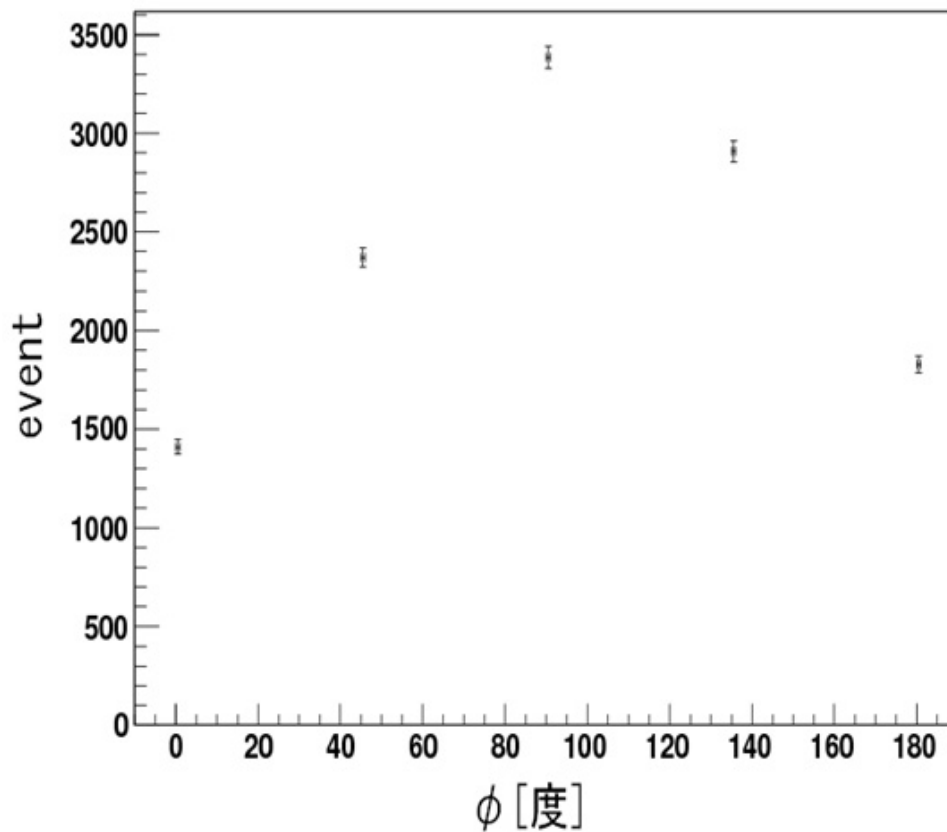


図 4.10: 有効カウント数の ϕ 依存性

図を見れば明らかのように $A - B \cos 2\phi$ の形にはなっていない。 $A - B \cos 2\phi$ の形であれば $\phi = 0^\circ$ と 180° 、 $\phi = 45^\circ$ と 135° のカウント数は対称になっているはずだが、実験結果はそうにはなっていない。

第5章 考察

非対称性が現れた原因としては、
「各測定場所で使用している検出器が異なる」
「理想的な状況とは違い、散乱体の大きさが有限」
等があげられる。
この章では、まずこれらが引き起こす効果を見ていく。

5.1 シンチレーターの性能差

今回の実験では一度の測定で三ヶ所を同時に測定することになる。その際、各角度毎に測定する NaI シンチレーターが異なるため、それらの γ 線検出率が異なっていないかを調べた。その結果を次の表にまとめる。

表 5.1: 各シンチレータの γ 線検出性能 (0.256[MeV])

PMT	3.6×10^3 [sec] あたりのカウント数
NaI up 1	6451 \pm 80.3
NaI up 2	6306 \pm 79.4
NaI up 3	6374 \pm 79.8

表 5.1 を見るように、今回用いたシンチレーターにそれほど大きな性能差はなかったことがわかる。

もちろんこの効果は補正に加えるが、大きな非対称性が現れた原因としては次項からが主たるものとなる。

5.2 散乱点のぶれ

実際の実験では散乱体に大きさがあるため、散乱点が理想的な 90° 散乱の位置からぶれることになる。その一例を次の図に挙げる。

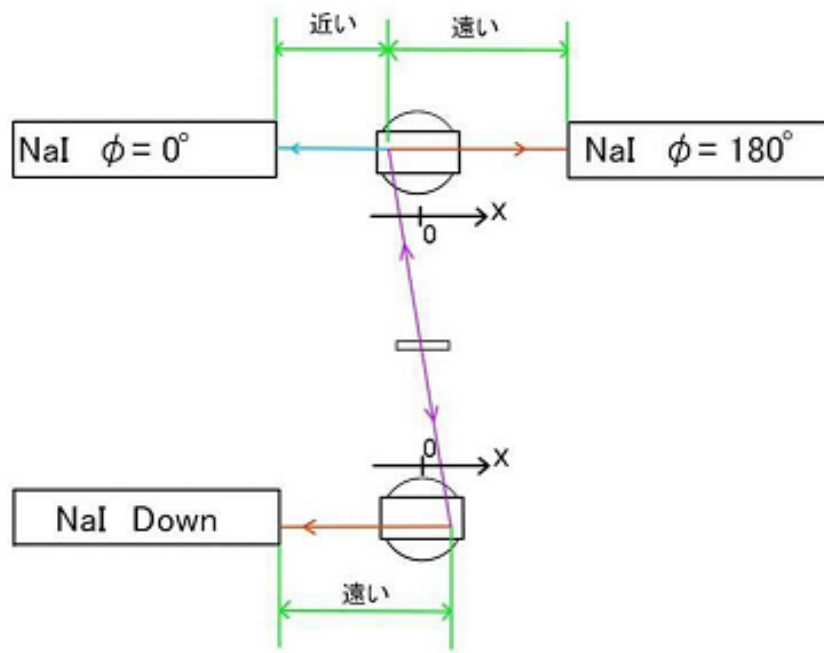


図 5.1: 実際の現象 (概略) $x = 0$ が理想的な散乱点とした。

5.2.1 立体角のぶれ

図 5.1 のように、 $\phi = 0^\circ$ と $\phi = 180^\circ$ では上下で散乱点と NaI シンチレータとの距離に差が出ている。具体的にいえば、NaI down と散乱点の距離が大きい時、 $\phi = 0^\circ$ では NaI up と散乱点の距離が小さく、 $\phi = 180^\circ$ では距離は大きい。つまり、散乱点から NaI を見る立体角が変わり、検出するイベント数に影響を及ぼす可能性がある。

5.2.2 散乱しやすい方向の変化

図 5.2, 5.3 のように、散乱点の位置によって前方散乱、後方散乱の入りやすさが異なる。

散乱断面積は、後方散乱に比べ前方散乱のほうが大きいので、やはりこれも検出するイベント数に影響を及ぼし、また、立体角の例のように、上下での散乱方向の組の作り方が $\phi = 0^\circ$ と $\phi = 180^\circ$ で異なるので、非対称性を作る要因になっている。

なお、上記の効果は実験的に確かめることが出来たので次に示す。

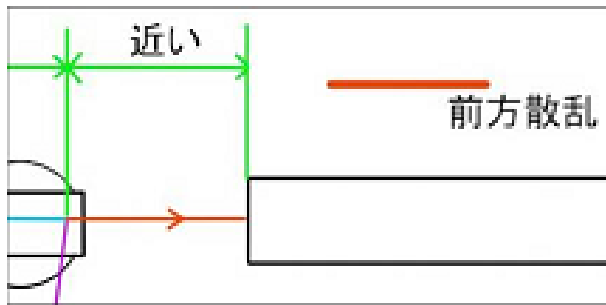


図 5.2: 散乱点が近いと前方散乱が出やすい

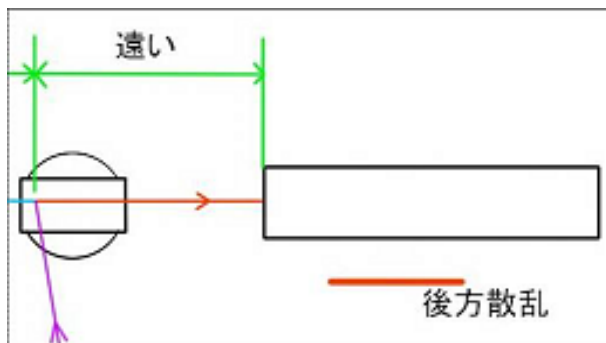


図 5.3: 散乱点が遠いと後方散乱が出やすい

前述したように、上記の条件では Compton 散乱するとき、その散乱の仕方には表 5.2 のようになる傾向がある。

表 5.2: 散乱方向、立体角の効果のまとめ

	NaI down で (前方散乱, 立体角大)	NaI down で (後方散乱, 立体角小)
$\phi = 0^\circ$	(後方散乱, 立体角小)	(前方散乱, 立体角大)
$\phi = 180^\circ$	(前方散乱, 立体角大)	(後方散乱, 立体角小)

Compton 散乱は、前方散乱するとき散乱光のエネルギーが高く、後方散乱するとき散乱光のエネルギーが低くなる。したがって、 $\phi = 0^\circ$ の場合は上下でエネルギーのずれが逆になって負の相関があり、 $\phi = 180^\circ$ の場合は上下でエネルギーのずれが同じになって正の相関がある。つまり、NaI down と NaI up で検出するエネルギーの相関を調べれば、そこは完全に独立ではなく、さらに $\phi = 0^\circ$ と $\phi = 180^\circ$ に差が出るはずである。

実際に実験データを用い、各 ϕ の値について相関係数を求めた表を、表 5.3 に示す。

表 5.3: NaI up と NaI down のエネルギー相関

ϕ [度]	相関係数
0	-0.2115
45	-0.1484
90	-0.0115
135	0.1122
180	0.0990

このデータは相関係数の値こそ小さめに出ているものの、値の出方が上記の理論と非常に似通った傾向になっており、この状況が実際の実験で起きていることを示唆している。

5.2.3 散乱角のぶれ

散乱点がぶれるとももちろん散乱角はぶれるのだが、図 5.4 のように、散乱点と同じでも Compton 散乱の散乱角がぶれることになる。散乱角が 90° からずれると、散乱断面積が変化するので検出するイベント数に影響を与える。

この散乱角のぶれの大きさは、さらに散乱点の場所に応じて変わる (シンチレータに近い場合は大きくぶれ、遠くなれば小さくぶれる) ので、やは

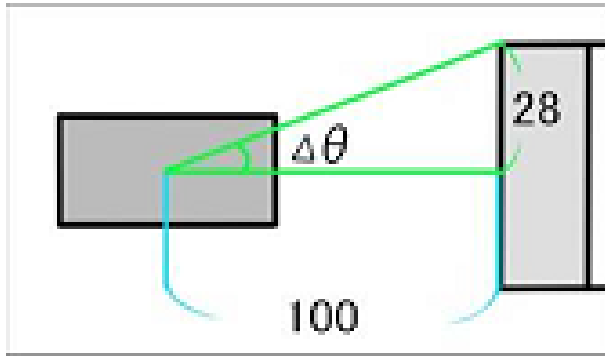


図 5.4: 検出点がずれることによる散乱角のずれ

りこれも、上下で散乱角のずれ方の組の作り方が $\phi = 0^\circ$ と $\phi = 180^\circ$ で異なるので、非対称性を作る要因になっている。

5.3 補正計算

上記の角度ずれについての考察に鑑み、各測定方向 ϕ について散乱断面積の平均値を出し、それが散乱角が 90° のときに比べどれだけ大きく出ているかを計算することにした。

散乱断面積の平均値を出した式は以下のとおりである。

$$\int_{x_{min}}^{x_{max}} dx \Omega_e(x, a) = \frac{1}{f_1(x)_{max} - f_1(x)_{min}} \frac{1}{f_2(x)_{max} - f_2(x)_{min}} \frac{5}{\pi} \int_{f_1(x)_{min}}^{f_1(x)_{max}} d\theta_1 \int_{f_2(x)_{min}}^{f_2(x)_{max}} d\theta_2 \int_{a-\frac{\pi}{10}}^{a+\frac{\pi}{10}} d\phi P(\theta_1, \theta_2, \phi) \sin \theta_1 \sin \theta_2 \quad (5.1)$$

変数については以下に説明するとおりである。

x : 散乱点の位置座標

a : 測定している ϕ の値

$\Omega_e(x, a)$: $\phi = a$, 散乱位置 x での立体角の効果

$f(x)$: 散乱点 x においてとり得る散乱角

θ : 散乱角

$P(\theta_1, \theta_2, \phi)$: 散乱断面積

これらについては下で詳しく説明を加える。

なお、下付文字は 1 が up 側での値、2 が down 側での値である。

x の決め方

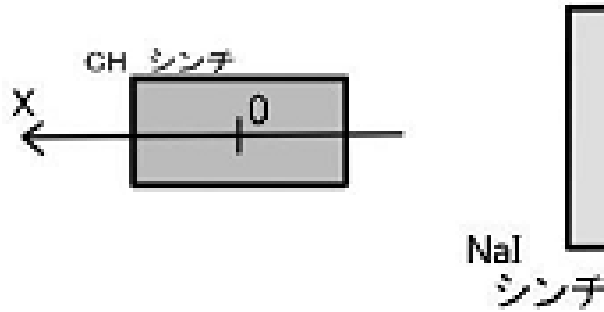


図 5.5: x 軸の取り方

図 5.5 のように、散乱点は、down 側の CH シンチレーターの中心とし、down 側の NaI シンチレーターから遠ざかる方向を正の向きにとった。

$\Omega_e(x, a)$ 単純に最短距離で立体角の補正を加えた。詳細な式は以下のとおりである。

$$\Omega_e(x, a) = \begin{cases} \frac{1}{(10+x)^2} \frac{1}{(10-x)^2} & (a=0) \\ \frac{1}{(10+x)^2} \frac{1}{(10-\frac{x}{\sqrt{2}})^2} & (a=45) \\ \frac{1}{(10+x)^2} \frac{1}{10^2} & (a=90) \\ \frac{1}{(10+x)^2} \frac{1}{(10+\frac{x}{\sqrt{2}})^2} & (a=135) \\ \frac{1}{(10+x)^2} \frac{1}{(10+x)^2} & (a=180) \end{cases} \quad (5.2)$$

右辺における一つ目の分数が down 側の立体角の変化、二つ目の分数が up 側の立体角の変化を表している。

$f(x)_{max}, f(x)_{min}$ の取り方

単純に、幾何的に取り得る角度ぶれを計算し 90° に足し引きした

この際、シンチレーターの端のほうでは通過距離が短く、散乱光を検出しにくいことを考え、幾何的に取り得る角度ぶれの $\frac{2}{3}$ を真の角度ぶれとして用いた。

実際に計算した値を次の表にまとめる。

量子力学、隠れた変数理論の両方に対して補正値を計算しているのは、こ

表 5.4: 散乱断面積の変化

QM		HVT	
ϕ	補正率	ϕ	補正率
0	1.054	0	1.016
45	0.956	45	0.956
90	0.977	90	0.983
135	1.174	135	1.174
180	1.335	180	1.307

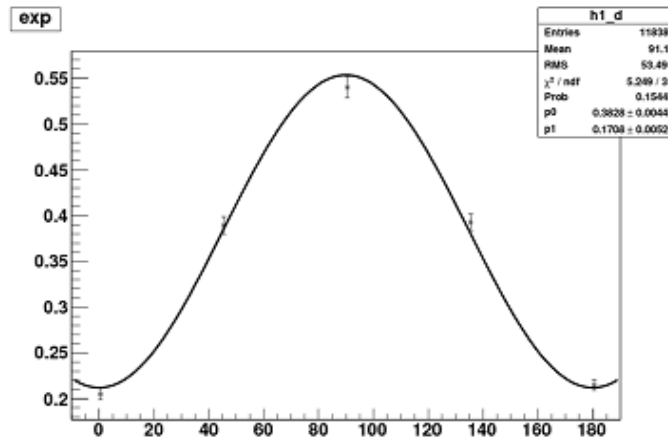


図 5.6: 実験データを量子力学だと思い補正した結果

の両方で散乱断面積の式が異なるためである。

また、隠れた変数理論の k の値は $\frac{1}{\sqrt{2}}$ 以下、ということになっているが、 k には $\frac{1}{\sqrt{2}}$ を代入し、補正率が高くなる、すなわち隠れた変数理論を支持する上でもっとも友好的な補正を行った。

図 5.6, 5.7 がそれぞれ、実験データを量子力学、隠れた変数理論とみなし補正した結果の分布である。

この結果を改めて $a - b \cos 2\phi$ で fitting し、 k の値を求めると、量子力学側が $k = 1.0039$ 、隠れた変数理論側が $k = 0.9710$ となり、このことは量子力学を支持し、隠れた変数理論を否定しているといえる。

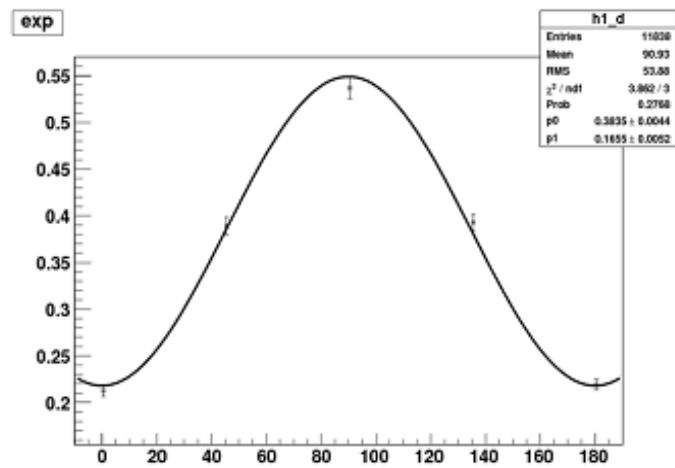


図 5.7: 実験データを隠れた変数理論だと思い補正した結果

第6章 Simulation

角度ぶれを含む、実際の setting でのカウント数を決定するために simulation を行った。

6.1 Simulation

6.1.1 手順

シミュレーションは乱数を用いたモンテカルロ法で以下のように行う。

1. 線源のどこでポジトロニウムが生成され、 2γ 崩壊するかを決定する。
2. 2γ 崩壊した back-to-back 光子の進行方向を決定する。
3. プラスチックシンチレータにあたるかを判定する。
4. プラスチックシンチレータで Compton 散乱するか判定する。
5. 理論式を用いて散乱方向を決定する。
6. 1 回散乱してからプラスチックシンチレータを出るまでに 2 回散乱するかを決め、偏光無しのクライン仁科の公式で、散乱方向を決める。
7. 2 回散乱したならプラスチックシンチレータをでるまでに 3 回散乱するかを決め、3 回散乱すれば、その event は捨てて 1. に戻る。
8. 散乱された γ 線が共に NaI に当たるか判定する。
9. NaI シンチレータで共に光電効果をおこすかを判定する。

また、2 回散乱した γ 線はエネルギーがひろがっており、1 回散乱の光電ピークに重なる場合に cut 範囲にはいる。よって、実験と同じく 1.5σ -cut を行い、(上の NaI シンチレータでは各角度毎に fit、下の NaI シンチレータでは全角度あわせて fit し、peak と σ を決定した。) 二回散乱を含めて実際の cut 範囲に入る event 数を計算した。

図 6.1 をみると、ピークよりエネルギーが低い所に 2 回散乱によるすそがでている。実験の ADC 分布では、光電効果と compton edge の両方が見

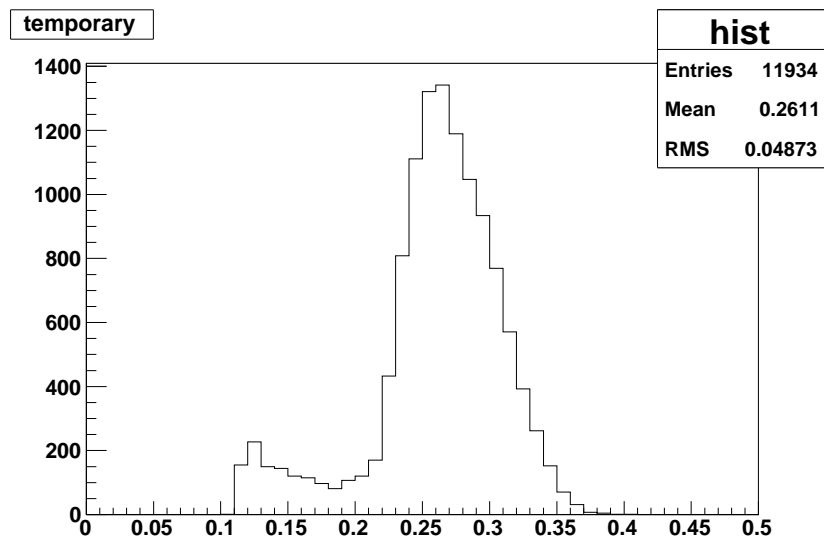


図 6.1: simulation で得られた下 NaI シンチレータに入るエネルギー分布 (縦軸がカウント数、横軸がエネルギー (MeV))

えているが、compton edge は、0.122MeV 付近にあり、NaI シンチレータのエネルギー分解能を考えると、光電効果のすそと重なることはない。よって、実験の光電ピークのすそのひろがりは、2 回散乱によるものと考えられる。

6.1.2 仮定

この simulation では以下のことを仮定した。

1. 2 回散乱では、偏光を無視し、方向にランダムに散乱されるとした。
2. 2 回散乱での減衰長は全て 85mm とした。これは、255KeV の γ 線の減衰長である。
3. 3 回散乱した光子はカウントされていないとした。
4. NaI シンチレータの減衰長がプラスチックシンチレーターでの散乱角できまる NaI に入射する光子のエネルギーによって異なる効果を無視した。

6.1.3 Simulation で設定したパラメータ

- 線源-プラスチックシンチレータの距離： 145mm

- プラスチックシンチレータ-NaI シンチレータの距離： 100mm
- プラスチックシンチレータの大きさ：縦 30mm , 横 60mm , 高さ 32mm
- NaI シンチレータの大きさ：半径 28mm , 円柱の高さ 58mm
- 線源： 縦横 3mm の正方形
- 減衰長：
 - プラスチックシンチレータ (一回散乱)： 115mm (511KeV のコンプトン散乱の断面積から)
 - プラスチックシンチレータ (二回散乱以降)： 85mm ($\theta = 90^\circ$ 散乱の光子のエネルギー)
 - NaI シンチレータ： 15mm (255KeV ($\theta = 90^\circ$ 散乱の光子のエネルギー) の光電効果の断面積から)

6.1.4 結果

simulation 結果は、図 6.2、表 6.1, 6.2 のようになった。

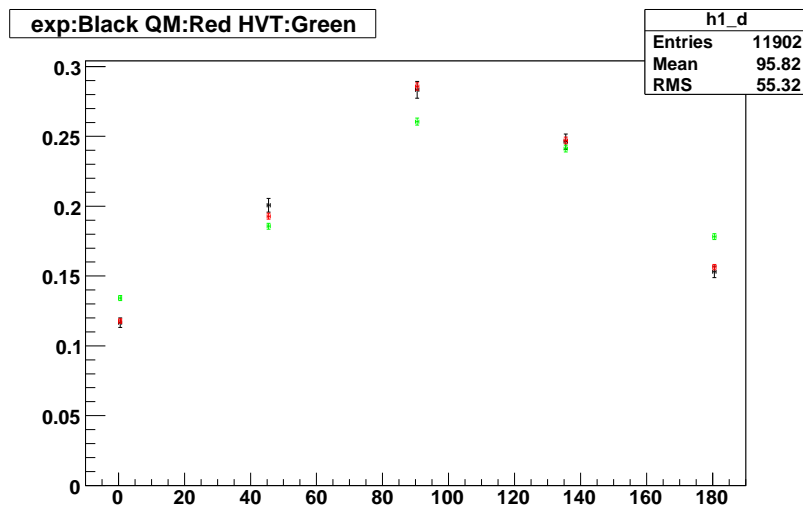


図 6.2: simulation 結果 (縦が相対的カウント数、横が $h1_d$ (deg))

表 6.1: simulation 結果 (量子力学 : $k=1$)

ϕ [deg]	カウント数
0	5128 \pm 72
45	8393 \pm 92
90	12439 \pm 112
135	10753 \pm 104
180	6809 \pm 83

表 6.2: simulation 結果 (隠れた変数理論での相関の上限 : $k=\frac{1}{\sqrt{2}}$)

ϕ [deg]	カウント数
0	5628 \pm 75
45	7789 \pm 88
90	10930 \pm 105
135	10120 \pm 101
180	7475 \pm 86

6.2 simulation と実験値との比較

6.2.1 二乗検定

統計誤差のみで二乗検定を行うと ($\text{ndf}=4$)、量子力学 ($k=1$) は、二乗値 3.05、 p 値 0.550 であった。隠れた変数理論での相関の上限 ($k=\frac{1}{\sqrt{2}}$) では二乗値 72.5、 p 値 6.61×10^{-15} であった。この結果から、この実験データは、量子力学によれば確率的に起こりうるが、隠れた変数理論ではほぼ完全に確率的に起こりえないといえる。

第7章 結論

7.1 結論

この実験の結果は、量子力学から予測される結果と、誤差の範囲内で一致し、隠れた変数理論での相関の上限には、一致しなかった。よって、ポジトロニウムの崩壊で生成された2光子対は、局所的な隠れた変数理論での上限を超えた偏光の相関をもっていることが確認され、量子力学の妥当性が確認された。

7.2 反省

補正を行っていて気付いたのだが、CHシンチレータを横置きで置く場合、縦置きの場合に比べ、遥かに非対称性を作る効果が強くなることが判明した。なので、今後この実験を行う場合は、考察の簡単のためにもCHシンチレータは縦向きに置いたほうが好ましいと思われる。

また、時間の関係上、検出点を全周 ($\phi = 0^\circ \sim \phi = 360^\circ$) 取れず、データ数が少なくなってしまったことも反省すべき点ではある。

なお、散乱体としてNaIシンチレータを使ってはどうか、という提案に対する解答だが、NaIシンチレータを用いる場合、減衰長が短くなり、奥行きを小さくしてもcompton散乱を期待できるようになるが、二回散乱を避けるため横方向のサイズも小さくしなければならない。このため、線源から見た立体角が小さくなる。compton散乱しやすくなる効果はサイズに対して線形に、立体角の効果は二次的に効くため、寧ろカウントがとりにくくなり、実験をする上で好ましくないとと思われる。

7.3 今後の展望

最も困難だった問題はなんといっても二回散乱である。立体角、散乱角など、他の効果は労力さえいとわなければ妥当性を近似計算で与えることが出来るが、二回散乱についてはその方法がまったく分からず、シミュレーションに頼るしかなかった。CHシンチレータを散乱体として使う時は、今回のような直方体ではなく、3[cm]四方程式の立方体、もしくはそれに類する体

積を持つ円柱型（散乱方向 ϕ に対して等方的にするため）を用いたほうが良いだろう。

その他の改善点は、もし、機材があればであるが、NaI シンチレータを更に多数の用いることにより、データ測定速度の更なる向上が挙げられる。これにより一度の測定で大量のデータをとることができ、より考える余地のある try and error を何度も行うことで、実験中に更にいいアイデアを思いつくことができるかもしれない。

また、セッティングを（線源を置く位置まで含め）より精密に行えるようにする、手段を考えてもいい。だが、上記の二回散乱の問題に比べれば優先すべきことでもないであろう。

謝辞

南條先生、TA の増田さんは、半期の間 A 2 メンバーを支えていただき、まことにありがとうございました。笹尾先生も、発表時に未解決だった問題にいろいろと助言をいただき本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen. "Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?" Phys. Rev. 47, 777 (1935)
- [2] ファインマン, レイトン, サンズ 著, 砂川 重信 訳 (1986) 『ファインマン物理学 V 量子力学』岩波書店
- [3] Hartland S. Snyder, Simon Pasternack, and J. Hornbostel. "Angular Correlation of Scattered Annihilation Radiation" Phys. Rev. 73, 440 (1948)